

ИССЛЕДОВАНИЕ СИММЕТРИИ РАЗЛЕТА ПЛАЗМЕННОЙ КОРОНЫ МИКРОСФЕРЫ, ОБЛУЧАЕМОЙ ЛАЗЕРОМ

С. Денус*, А. Вильчинский*, Е. Воловски*, Ю.А. Захаренков, А.В. Костерин, В. Мруз*, С. Награба*,
В. Павлович*, Г.В. Склизков, Ю. Фарны*, А.С. Шиканов

Предложен интерферометрический метод исследования симметрии распределения расхода массы и абляционного давления в плазменной короне оболочечных мишеней, облучаемых лазером. При плотности потока $10^{13} - 10^{14}$ Вт/см² степень однородности плазменной короны по массе составила 0,5, по абляционному давлению - 0,9.

Однородность плазменной короны в экспериментах по ЛТС является необходимым условием достижения высоких степеней сжатия мишени. Этим обусловлен интерес, проявляемый в настоящее время к исследованиям степени однородности лазерного облучения мишени, качеству поверхности и однородности микросферы, изучению гидродинамических неустойчивостей и нелинейного взаимодействия лазерного излучения с плазмой. Для экспериментального изучения влияния этих факторов необходим надежный метод контроля сферической симметрии создаваемой плазменной короны.

В настоящей работе обсуждаются возможности интерферометрической диагностики степени однородности гидродинамических параметров (расхода массы и давления) плазменной короны /1/. Этот метод был применен в экспериментах на четырехканальной лазерной установке при плотности потока излучения $10^{13} - 10^{14}$ Вт/см², с длительностью импульса $\tau = 1,5$ нс /2/. Мишенями служили сферические оболочки диаметром $130 \div 140$ мкм из стекла с толщиной стенки 1 мкм. Использовались также оболочки, на которые был нанесен слой серебра толщиной 1 мкм.

Однородность лазерного облучения мишени контролировалась с помощью калориметрических измерений падающей и прошедшей мимо мишени энергии лазера. Степень однородности лазерного облучения $\gamma_L = (E_{\max} - E_{\min})/E < 0,2$, где E_{\max} и E_{\min} - максимальная и минимальная энергии лазерного пучка.

Зондирующее излучение на частоте второй гармоники ($\lambda = 0,53$ мкм) приходило на мишень с задержкой t_3 , которая подбиралась таким образом, чтобы в области чувствительности интерферометрического метода оказывалась большая часть (не менее 90%) испаренной за время действия лазерного импульса

массы мишени $\Delta m: \int_{r_1}^{r_2} \rho r^2 dr > 0,9 \Delta m$, где $r_1(t_3)$ и $r_2(t_3)$ - координаты, соответствующие границам чувствительности интерферометрии.

При средней скорости $\langle v \rangle$ разлета ионов для времени зондирования имеем оценку: $t_3 \approx \tau/2 + (r_1 + r_2)/2\langle v \rangle$. Значения координат r_1 и r_2 зависят от реализуемого в эксперименте профиля электронной плотности n_e и длины волны зондирующего излучения /3/. В условиях описываемых экспериментов $t_3 = 1,5 - 2$ нс. Схема эксперимента приведена на рис. 1.

Использование объектива-трансфокатора в схеме трехзеркального интерферометра бокового сдвига позволило осуществить два режима регистрации интерферограмм, характеризующихся различной шириной невозмущенной интерференционной полосы (рис. 2).

Обработка интерферограмм велась в предположении осевой симметрии, с осью параллельной подвесу мишени /4/. Расчеты проводились с шагом по оси симметрии 50 мкм.

На двумерных распределениях n_e заметно различие пространственных масштабов изменения n_e в направлении подвеса мишени и поперек него.

* Институт физики плазмы и лазерного микросинтеза им. С. Калиского, Варшава, ПНР.

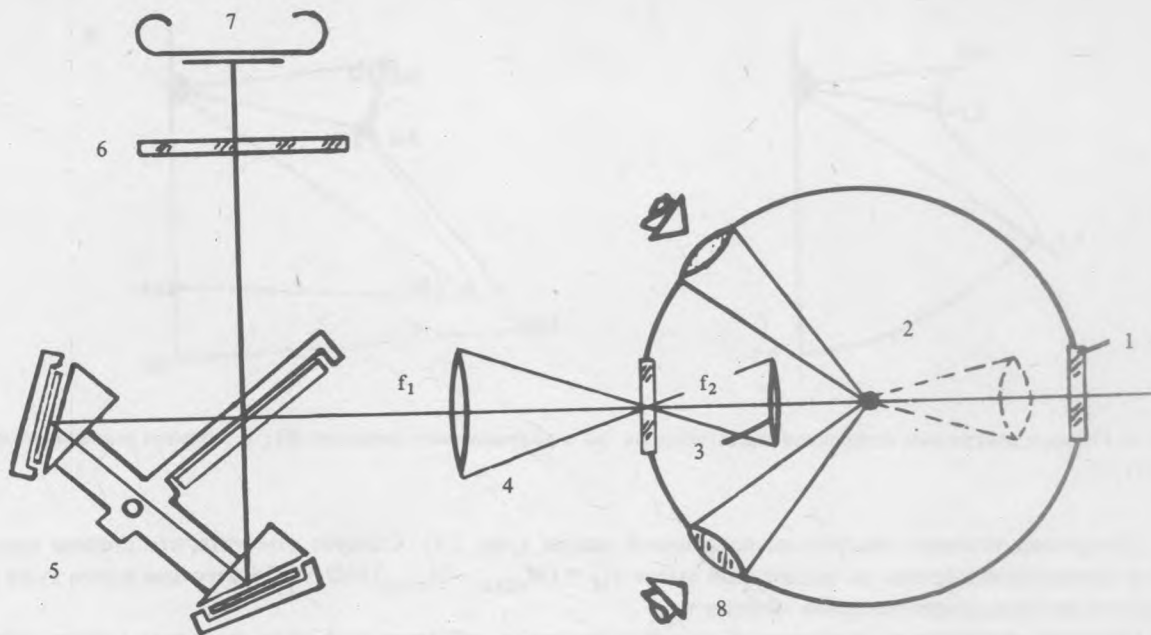


Рис. 1. Схема эксперимента, энергия лазера 40 Дж; 1 – камера, 2 – мишень, 3, 4 – объектив-трансфокалор, 5 – интерферометр, 6 – светофильтры, 7 – пленка.

Для мишени с серебряным слоем характерные масштабы изменения составили $L_{\parallel} \approx 86$ мкм, $L_{\perp} \approx 120$ мкм. Для стеклянной мишени соответственно $L_{\parallel} \approx 100$ мкм, $L_{\perp} \approx 150$ мкм. Оценки электронной температуры согласно модели изотермической короны ($T(\theta) = c_T^2 A/\bar{Z} k$, где $c_T \approx L(\theta)/t_3$) дают $T_{\parallel} = 160$ эВ, $T_{\perp} = 320$ эВ для серебра при $A/\bar{Z} \sim 5$ и $T_{\parallel} \approx 90$ эВ, $T_{\perp} \approx 200$ эВ для стекла при $A/\bar{Z} \sim 2$.

По картам электронной плотности определена испаренная масса $\Delta m(\theta)$ в единичный телесный угол в различных направлениях, характеризуемых углом θ :

$$\Delta m(\theta) = \int_{r_1}^{r_2} \rho(\theta) r^2 dr.$$

Среднее измеренное значение Δm в обоих экспериментах 5 нг/ср, причем для стеклянной мишени это составило 90% начальной массы оболочки. Полученные результаты хорошо согласуются с ионно-коллекторными измерениями /5/.



Рис. 2. Интерферограммы лазерной плазмы стеклянных мишеней при $t_3 = 1,5$ нс: а) бесконечная ширина невозмущенной полосы (объектив по схеме коллиматора, $f = \infty$); б) ширина невозмущенной полосы $b = 80$ мкм (объектив с $f = 50$ см).

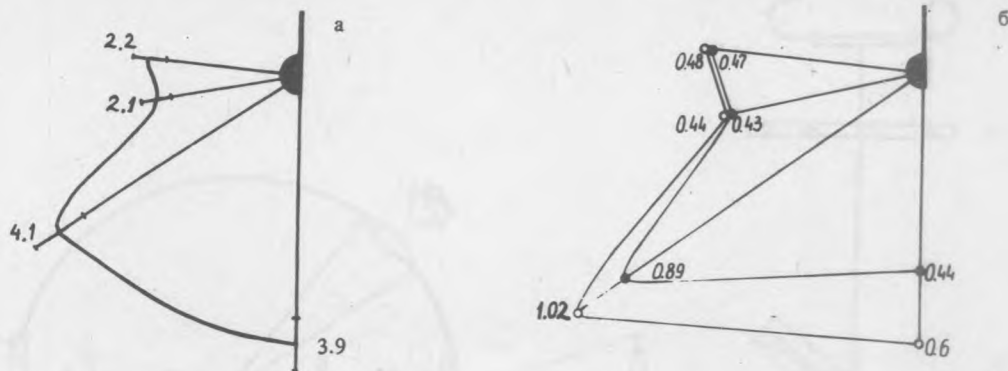


Рис. 3. Угловые диаграммы испаренной массы мишени (а) и абляционного давления (б); о – оценка давления по формуле (1).

Построены угловые диаграммы испаренной массы (рис. 3 а). Следует отметить, что степень однородности плазменной короны по испаренной массе $\gamma_M = (M_{\max} - M_{\min})/M = 0,5$ более чем вдвое хуже однородности распределения лазерной энергии γ_L .

Величину давления на поверхность мишени во время действия лазерного импульса можно найти из соотношения

$$P_T(\theta) \approx 2\dot{m}c_T(\theta) = 2\Delta m(\theta)L(\theta)/\tau t_3. \quad (1)$$

При временах зондирования $t_3 > \tau$ давление может быть найдено из закона сохранения количества движения: $P_M(\theta)\tau = r_0^{-2} \int_{r_0}^{\infty} \rho v r^2 dr$, причем для скорости можно положить $v = c_T + (r - r_0)/t_3$, где r_0 – радиус оболочки.

Как видно из рис. 3 б, результаты определения давления обоими методами мало отличаются, что согласуется с выбором момента зондирования $t_3 \approx \tau$. Неоднородность абляционного давления $\gamma_P = (P_{\max} - P_{\min})/P \approx 0,9$. Таким образом, для рассматриваемого случая $\gamma_L < \gamma_M < \gamma_P$, что свидетельствует о наличии локальных областей на поверхности мишени с различной температурой и скоростью испарения вещества, причем максимумы этих параметров пространственно совпадают, поэтому и происходит возрастание γ_P .

В заключение отметим, что интерферометрическая диагностика является эффективным методом контроля сферической симметрии плазменной короны, позволяет уточнить значения расхода массы мишени и абляционного давления.

ЛИТЕРАТУРА

1. Басов Н. Г. и др. ЖЭТФ, 61, 154 (1971).
2. Denus S. et al. Proc. 17th ECLIM, Rome, 18–22 Nov., 1985.
3. Денус С. и др. Физика плазмы, 8, 1292 (1982).
4. Захаренков Ю. А. и др. Физика плазмы, 6, 453 (1980).
5. Воловски Е. и др. Труды ФИАН СССР, 149, 125 (1985).

Поступила в редакцию 17 ноября 1986 г.